ÜBER

ABSORPTION, IONISATION

UND

SEKUNDÄRSTRAHLUNG

DER

KANALSTRAHLEN

BEIM

DURCHGANG DURCH GASE.

INAUGURAL-DISSERTATION

ZUR ERLANGUNG DER DOKTORWÜRDE
DER NATURWISSENSCHAFTLICH-MATHEMATISCHEN FAKULTÄT DER ALBERT-LUDWIGS-UNIVERSITÄT ZU FREIBURG
IM BREISGAU VORGELEGT

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

VON

ALFONS GALLUS
AUS FREIBURG I. BR.

FREIBURG I. BR. ❖ CARITAS-DRUCKEREI. ❖ 1914.

Referent: **Geh. Rat Prof. Dr. Himstedt.**
Dekan: **Prof. Dr. Heffter.**

Einleitung.

Nach den bisherigen Beobachtungen bestehen die Kanalstrahlen aus elektrisch geladenen, positiven wie negativen, und ungeladenen Teilchen, die sich mit sehr großer Geschwindigkeit durch den Beobachtungsraum fortbewegen. W. Wien ist es zuerst gelungen, den Einfluß eines elektrischen und magnetischen Feldes nachzuweisen. Zerlegt man das Kanalstrahlbündel durch ein magnetisches Feld, so erhält man das Spektrum des Kanalstrahls, in dem der Abstand der einzelnen Bündel vom neutralen, nicht abgelenkten Strahl umgekehrt proportional der Geschwindigkeit v und der Quadratwurzel des Atomgewichtes der betreffenden Ionenart des Bündels ist. Die elektrische Ablenkung ist umgekehrt proportional $m \cdot v^2$. Das Zahlenverhältnis der verschiedenen Ionenarten ist abhängig von dem Inhalt des Entladungsraumes.

Berichte über die früheren Beobachtungen haben E. Gehrke[1] und H. v. Dechend und W. Hammer[2] veröffentlicht. Die seither erschienenen Arbeiten sind, soweit sie in Zusammenhang mit dem hier behandelten Thema stehen, zitiert.

Die im folgenden dargelegten Untersuchungen sind die Fortsetzung der Arbeit von J. Koenigsberger

[1] E. Gehrke, Positive Strahlen. Leipzig 1909.

[2] H. v. Dechend und W. Hammer, Jahrbuch der Radioaktivität und Elektronik 1911, S. 317.

und J. Kutschewski. Geprüft wurden die Vorgänge, die mit dem Durchgang und der Absorption der Kanalstrahlen in Gasen zusammenhängen. Diese sind die folgenden: 1. die Ausbreitung; 2. die Verminderung der Zahl der Kanalstrahlteilchen in Bündel; 3. die Ionisation; 4. die Sekundärstrahlung.

Die Arbeiten, die sich auf die in dieser Abhandlung bearbeiteten Spezialgebiete beziehen, sind hier zunächst kurz erwähnt:

1. Bezüglich der Art der Ausbreitung der Kanalstrahlen liegen noch keine Messungen vor.

2. Über die Abnahme der Zahl der Kanalstrahlteilchen im primären Strahlenbündel wurden zwei Abhandlungen von W. Wien[1] und zuletzt eine von J. Kutschewski[2] veröffentlicht.

W. Wien hat seine Versuche mit einer Rubenschen Thermosäule ausgeführt und fand das eine Mal eine geringe, das andere Mal gar keine Verminderung der Kanalstrahlteilchen. Es ist dabei wohl zu beachten, daß W. Wien außer der Energie des eigentlich durch das Ausbreitungsgesetz definierten Kanalstrahlbündels auch gleichzeitig bei seiner Versuchsanordnung die Intensität gestreuter Strahlen mitgemessen hat.

J. Kutschewski, dessen photographische Messungen nur provisorischer Natur waren, fand eine Absorption abhängig vom Druck, jedoch fast unabhängig vom Entladungspotential.

3. Daß eine Ionisation der Gase durch Kanalstrahlen stattfindet, hat zuerst G. C. Schmidt[3] festgestellt. Ferner hat auch R. Seeliger[4] eine Notiz über Gasionisation durch Kanalstrahlen veröffentlicht. R. Seeliger ließ bei seinen Versuchen die Strahlen zwischen zwei,

[1] W. Wien, Ann. d. Physik **23**, 417 (1907) und **30**, 349 (1909).
[2] J. Kutschewski, Inaug.-Diss. Freiburg i. Br. 1912.
[3] G. C. Schmidt, Ann. d. Physik **12**, 622 (1903).
[4] R. Seeliger, Physik. Zeitschrift **12**, 839 (1911).

auf Potentialdifferenzen bis gegen 100 Volt geladene Kondensatoren hindurchgehen in einen hinter den Kondensatorplatten angebrachten Faradayzylinder. Auf diese Weise bestimmte er dann in Sauerstoff und Wasserstoff den Sättigungsstrom S der Ionisation zwischen den Kondensatoren und zugleich mit dem Faradayzylinder die positive Ladung A des Strahles. Aus dem Verhältnis $S:A$ bestimmte er die Anzahl der erzeugten Ionen für einzelne Drucke und Potentiale. Allerdings war er infolge seiner Versuchsanordnung auf Drucke von $(5—10) \cdot 10^{-3}$ mm *Hg* und (3—9) mm Funkenstrecke beschränkt. Für seinen Messungsbereich fand er die Ionisation proportional mit dem Druck, was nach seiner Ansicht auf eine geringe Absorption der Kanalstrahlen hindeutet, und unabhängig vom Entladungspotential. Seeliger gibt an, daß er die Ionisation durch die geladenen und neutralen Teilchen gleichzeitig bestimmt hat. Daß auch die neutralen Atome Ionisation bedingen, haben J. Koenigsberger[1] und J. Kutschewski gezeigt.

4. Daß Kanalstrahlen beim Auftreffen auf feste Körper Sekundärstrahlung erzeugen, hat Chr. Füchtebauer festgestellt. Bei Versuchen über Phosphoreszenzerregung der Alkalien fand A. Baerwald[2], daß die geladenen von den ungeladenen Kanalstrahlen in ihrer Wirkung verschieden sind. Diese Phosphoreszenzerregung ist nach P. Lenard eine Art der Sekundärstrahlung, bei der aber die ausgelösten Quanten infolge der isolierenden Hülle des Phosphormoleküles nicht in den freien Raum fliegen können, sondern zum emittierenden Ion wieder zurückkehren. Es war nun folgerichtig zu prüfen, ob dieser Unterschied zwischen den geladenen und ungeladenen Atomen auch dann vor-

[1] J. Koenigsberger und J. Kutschewski, Verhandlungen der Deutschen Physikal. Gesellschaft **12**, 543 (1911).

[2] A. Baerwald, Ann. d. Physik **39**, 849, 1912.

handen ist, wenn die sekundär emittierten Teilchen an ihrer freien Bewegung nicht gehindert sind, was bei der durch Kanalstrahlen ausgelösten Sekundärstrahlung der Metalle zutrifft.

H. Baerwald[1] ließ zu diesem Zwecke die Kanalstrahlen einmal in einen Faradayzylinder *F* einfallen, das andere Mal senkrecht auf eine Metallscheibe *M* auftreffen und bestimmte für beide Fälle unter denselben Bedingungen mit dem Galvanometer den jeweiligen Ladungsstrom. In *F* erhielt er die eigentliche positive Ladung des Stromes, in *M* aber die positive Ladung des Stromes plus der durch die negative Sekundärstrahlung an *M* freigewordenen positiven Ladungen. Die Differenz der Ladungsströme in *M* und *F* ergab die Intensität der Sekundärstrahlung.

Diese Versuche führte er sowohl für die positiven wie die neutralen Bündel aus. Im Gegensatz zu den Vorgängen bei der Phosphoreszenzerregung sind die geladenen und ungeladenen Kanalstrahlteilchen bei der Auslösung der Sekundärstrahlung der Metalle in ihrer spezifischen Wirksamkeit nicht verschieden, so daß es im wesentlichen nur auf die Zahl der auftreffenden Teilchen ankommt. Der Grund dafür ist nach Baerwald der, daß die geladenen Teilchen beim Auftreffen auf Metalle ihre Ladung sofort abgeben. Sie wirken dann bei der Erregung der Sekundärstrahlung nur mit ihrer mechanischen Masse, verhalten sich demnach wie ungeladene Teilchen. Bei der Phosphoreszenzerregung behalten hingegen die geladenen Atome ihre Ladung bei, da die Phosphoren gute Isolatoren sind.

Mit derselben Versuchsanordnung hat dann Baerwald[2] durch Anlegung einer negativen Gegenspannung

---

[1] H. Baerwald, Verhandl. der Deutsch. Physik. Ges. **14**, 1912, Nr. 19.

[2] Ebd. Nr. 13.

an ein gegenüber der Metallscheibe M angebrachtes Netz nach der von P. Lenard für Sekundärstrahlung der Kathodenstrahlen angewandten Methode die Geschwindigkeit der hier besprochenen Sekundärstrahlung bei einem Druck von $3 \cdot 10^{-3}$ mm Hg und einer Induktoriumsspannung von 22 000 Volt bestimmt. Ihre Größe beträgt 10 Volt.

Rechnungen über die letztere Erscheinung sind meines Wissens bis jetzt noch nicht angestellt worden. Ich habe versucht, zwei einzelne Vorgänge beim Durchgange der Kanalstrahlen durch Gase theoretisch zu deuten: 1. den Zusammenstoß von positiven Ionen mit Elektronen. Den dafür charakteristischen Rekombinationskoeffizient hat P. Lenard[1] in seiner kinetischen Theorie positiver Strahlen mit r bezeichnet. Für dieses r liegen Beobachtungen von J. Koenigsberger und J. Kutschewski[2] vor und ein Versuch einer Erklärung, der aber nicht streng durchgerechnet war. Hiefür wird jetzt die exaktere Formel abzuleiten versucht; 2. eine Berechnung der maximal frei werdenden Elektronenzahl bei der Sekundärstrahlung und eine Vergleichung des Sekundärstrahlstromes mit der positiven Ladung des Kanalstrahles.

§ 1.

Theorie der Zusammenstöße der positiven Kanalstrahlionen mit Elektronen.

Die Erscheinungen, die beim Durchgang der Kanalstrahlen durch Gase beobachtet werden, beruhen auf den Zusammenstößen der Kanalstrahlteilchen mit den ruhenden Teilen des Gases.

[1] P. Lenard, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. 4 (1913), A.

[2] J. Koenigsberger u. J. Kutschewski, Ann. d. Phys. **37**, 161 (1912).

Diese Zusammenstöße erfolgen verschiedenartig und man kann drei verschiedene Typen unterscheiden:

1. Eigentliche Stöße gegen Gasmoleküle oder Ionen.
2. Stöße gegen Elektronen.
3. Streifende und durchquerende Stöße.

Die ersteren (unter 1) angeführten Zusammenstöße sind wohl im wesentlichen die Ursache der Absorption des ruhenden Gases bzw. beim Auftreffen auf feste Körper die Ursache der Sekundärstrahlung. Die letzteren bedingen vermutlich die Umladung.

Im folgenden Abschnitt soll nun versucht werden, eine Theorie des Zusammenstoßes eines positiven Ions mit einem Elektron zu geben. Es ist also die Frage, unter welchen Bedingungen wird ein fliegendes Elektron von einem ruhenden positiven Ion eingefangen, oder, was nach der Relativitätstheorie prinzipiell genau dasselbe ist, wann wird ein bewegtes positives Ion ein ruhendes negatives Elektron einfangen.

Nehmen wir also ein festes, einwertiges positives Ion und ein fliegendes Elektron an, so ist die elektrostatische Kraft, mit der beide aufeinander wirken bei nicht zu großem $v < 10^9$:

$$K = -\frac{e^2}{r^2}.$$

Man muß zunächst für das fliegende Elektron die Bewegungsgleichungen aufstellen. Zu diesem Zwecke nehmen wir, da die Bewegung in einer Ebene erfolgt, ein ebenes, rechtwinkliges Koordinatensystem an, dessen Ursprung mit dem Mittelpunkt des positiven Ions zusammenfällt. Die Koordinaten des Elektrons seien x und y, die Polarkoordinaten seien mit r und ψ bezeichnet, wo unter ψ der Winkel zwischen r und y verstanden ist. Es ist dann:

$$x = r \cdot \sin \psi;\ y = r \cdot \cos \psi.$$

Die Komponenten der Kraft K nach der x- und y-Achse sind:

$$m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e^2}{r^2} \cdot \sin\psi; \quad m \cdot \frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e^2}{r^2} \cdot \cos\psi,$$

oder, wenn man für $\sin\psi$ und $\cos\psi$ ihre Werte substituiert:

$$1) \quad m \cdot \frac{d^2x}{dt^2} = -\frac{e^2}{r^3} \cdot x; \quad m \cdot \frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{e^2}{r^3} \cdot y.$$

Zu bemerken ist, daß die elektromagnetische Masse des Elektrons im Vergleich zur Masse des Ions zu vernachlässigen ist. Da wo sie allein vorkommt, ist sie zu berücksichtigen, aber für die in Betracht kommenden Geschwindigkeiten v als konstant zu betrachten.

Setzt man $\frac{e^2}{m} = M$ zur Vereinfachung, so ist:

$$2) \quad \frac{d^2x}{dt} = -\frac{M}{r^3} \cdot x; \quad \frac{d^2y}{dt^2} = -\frac{M}{r^3} \cdot y.$$

Nimmt man nun an, daß das Elektron in der Zeit dt den Weg ds mit den Komponenten dx und dy zurücklegt, so ist die Fläche, die der Radiusvektor in der Zeiteinheit beschreibt:

$$3) \quad \frac{1}{2}\left(y \cdot \frac{dx}{dt} - x \cdot \frac{dy}{dt}\right) = \frac{r^2}{2} \cdot \frac{d\psi}{dt} = u;$$

u ist die konstante Flächengeschwindigkeit.

Wenn ferner: a) $\left(\frac{dx}{dt}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dt}\right)^2 = v^2$, wobei v die Geschwindigkeit des Elektrons ist; und $x^2 + y^2 = r^2$;

$$b)\ x \cdot \frac{dx}{dt} + y \cdot \frac{dy}{dt} = r \cdot \frac{dr}{dt}.$$

so ist bekanntlich

$$5)\ \frac{m}{2} \cdot v^2 = + \frac{e^2}{r} + C.$$

Hat das Elektron in $r = \infty$ die Geschwindigkeit v_0, so ist:

$$\frac{m}{2} \cdot v_0^2 = C.$$

Subtrahiert man die letzte Gleichung von 5), so eliminieren wir damit die Konstante C und erhalten die folgende Gleichung:

$$\frac{m}{2} \cdot v^2 - \frac{m}{2} v_0^2 = \frac{e^2}{r};$$

$$\text{also } 6)\ v^2 = 2 \cdot \frac{e^2}{m \cdot r} + v_0^2 = \frac{2M}{r} + v_0^2.$$

Kombiniert man nun die Gleichungen 3) und 6) mit der folgenden Gleichung 7),

$$7)\ v^2 = \left(\frac{ds}{dt}\right)^2 = \left(\frac{dr}{dt}\right)^2 + r^2 \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2,$$

wobei dr und $r \cdot d\psi$ die Komponenten von ds in der Richtung des Radiusvektors und senkrecht darauf sind, so erhält man:

$$\frac{d\psi : dt}{dr : dt} = \frac{2u}{r^2} : \frac{dr}{dt}$$

$$\frac{dr}{dt} = \pm \sqrt{v^2 - r^2 \cdot \left(\frac{d\psi}{dt}\right)^2} = \sqrt{v_0^2 + \frac{2M}{r} - \frac{4u^2}{r^2}}$$

$$d\psi = \frac{\frac{2u}{r^2} \cdot dr}{\pm \sqrt{v_0^2 + \frac{2M}{r} - \frac{4u^2}{r^2}}}.$$

Substituiert man nun:

$$v_0^2 + \left(\frac{M}{2u}\right)^2 = a^2$$

$$\text{und } \left(\frac{M}{2u} - \frac{2u}{r}\right) = z,$$

so ist $d\psi = \pm \frac{dz}{\sqrt{a^2 - z^2}}$; integriert man nun, so ist

$$arc \cdot cos \frac{z}{a} = \psi + K;$$

$$z = a \cdot cos\ (\psi + K).$$

Werden jetzt die Werte für z und a wieder eingesetzt, so erhält man für r die Gleichung:

$$8)\quad r = \frac{\frac{4u^2}{M}}{1 - \frac{2u}{M}\sqrt{v_0^2 + \frac{M^2}{4u^2}} \cdot cos\ (\psi + K)}.$$

Für $\psi = o$ und $K = \pi$ nimmt r den kleinsten Wert an und fällt so mit der Achse eines Kegelschnittes (Hyperbel) zusammen, der sich, wie wir nachher sehen werden, als Bahn des Elektrons ergibt.

$$r_0 = \frac{4u^2 : M}{1 + \sqrt{1 + v_0^2 \frac{4u^2}{M^2}}}.$$

Dies ist die Polargleichung der Bahn des Elektrons, und zwar einer Hyperbel:

$$r = \frac{a\,(\varepsilon^2 - 1)}{1 + \varepsilon \cdot cos\ \psi},$$

da $\varepsilon = \sqrt{1 + v_0^2 \frac{4u^2}{M^2}} > 1$ ist mit dem Mittelpunkte F des positiven Ions als Brennpunkt.

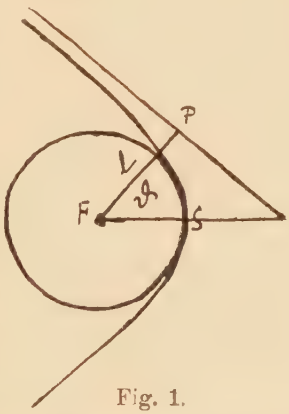


Fig. 1.

r_0 ist also die Grenze, bei der das Elektron durch Zusammenstoß gerade noch eingefangen wird, also gleich dem Radius des positiven Ions[1]. In Figur 1 ist $r = FS$. Es werden also alle Elektronen eingefangen, für die $FS \geq r$ ist.

Es läßt sich nun noch eine Beziehung aufstellen zwischen r und dem Lote von F aus auf die Asymptoten.

[1] Dieser Radius ist sehr viel größer als der des positiven Kernes und wenig verschieden vom Atomradius.

$l = FP$. Der Winkel PFS sei $= \vartheta$.

Es ist

$$r_0 = \frac{\frac{4u^2}{M}}{1 + \sqrt{1 + v_0^2 \frac{4u^2}{M^2}}} = \frac{a(\varepsilon^2 - 1)}{(1 + \varepsilon)},$$

woraus:

$$a = \frac{M}{v_0^2}.$$

$$9)\ r_0 (1 + \varepsilon) = a (\varepsilon^2 - 1) = \frac{M}{v_0^2} (\varepsilon^2 - 1).$$

$$10)\ l = a \cdot (\varepsilon \cdot \cos\vartheta) = \frac{M}{v_0^2} \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{1 - \sin\vartheta^2}$$

und da $\sin\vartheta = \cos(90^0 - \vartheta) = \frac{1}{\varepsilon}$

$$10)\ l = \frac{M}{v_0^2} \cdot \varepsilon \cdot \sqrt{1 - \frac{1}{\varepsilon^2}} = \frac{M}{v_0^2} \cdot \sqrt{\varepsilon^2 - 1}.$$

Setzt man für $(\varepsilon - 1)$ den Wert aus Gleichung 9) ein, so erhält man:

$$11)\ l^2 = \left(\frac{M}{v_0^2}\right) \cdot (\varepsilon + 1) \cdot r_0;$$ ferner in 10) $\frac{M}{v_0^2} = c$,

so ergibt sich aus 11) und 9)

$$l^2 = r_0^2 + 2 r_0 c = r_0^2 + 2 r_0 \cdot \frac{M}{v_0^2},$$

$$\text{also } l^2 = r_0^2 \left(1 + 2 \cdot \frac{M}{v_0^2} \cdot \frac{1}{r_0}\right).$$

Es werden demnach alle Elektronen, bei denen die Asymptoten ihrer Hyperbelbahn einen senkrechten Abstand vom Mittelpunkt des positiven Ions $\leq l$ haben, also $\pi \cdot l^2$ schneiden, von dem positiven Ion eingefangen.

Bei großem v_0 wird ein Teil der Elektronen, die dem Mittelpunkt näher als r_0 kommen, doch nicht absorbiert, was P. Lenard für Kathodenstrahlen festgestellt hat, sondern er wird das Atom durchqueren.

Für eine Geschwindigkeit $v_0 = 2{,}4 \cdot 10^8$ cm; $^e/_m = 5{,}28 \cdot 10^{17}$ *E. S.*, $e = 4{,}7 \cdot 10^{-10}$ *E. S.* und r_0^2 für ein *H*-Atom $= 2 \cdot 10^{-16}$ cm ist in:

$$l^2 = r_0^2 \left(1 + 2 \cdot \frac{M}{v_0^2} \cdot \frac{1}{r_0}\right) = r_0^2 (1 + A),\ A = 6{,}11 \cdot 10^{-1}.$$

In der folgenden Tabelle tritt die Bedeutung des Reduktionsfaktors A deutlich hervor.

$v_0 \cdot 10^8$	$A \cdot 10^{-1}$	$l^2 \cdot 10^{-16}$	
1,0	35,19	9,02	
1,2	24,43	6,88	
1,4	17,89	5,56	
1,6	13,74	4,74	
1,8	10,86	4,16	$r_0^2 = 2 \cdot 10^{-16}$
2,0	8,79	3,74	
2,2	7,27	3,44	
2,4	6,11	3,22	
2,6	5,20	3,04	
4,0	2,19	2,42	
6,0	0,97	2,18	
8,0	0,55	2,10	
10,0	0,35	2,06	

§ 2.

Theoretische Betrachtungen über Sekundärstrahlung.

Es soll hier zunächst die Maximalzahl der freiwerdenden Teile bei der Sekundärstrahlerzeugung durch Kanalstrahlen rechnerisch bestimmt werden.

P. Lenard[1] hat bei Untersuchungen von Kathodenstrahlen gefunden, daß ein v von etwa 10 Volt genügt, um aus Metallen ein Elektron frei zu machen. Nimmt man nun für Kanalstrahlen eine angelegte Spannung von z. B. 40000 Volt, so ist $e \cdot E = e \cdot 20000$ und somit die pro Kanalstrahlteil erzeugte Anzahl der Elektronen 2000. Dies gilt, wenn die Energie als Maßstab genommen wird. Da aber die Eindringungstiefe nach früheren Versuchen mit Aluminiumfolie bei 40000 Volt nur etwa $0{,}1\ \mu = 10^{-5}$ cm beträgt und nach E. Riecke[2]

[1] P. Lenard, Ann. d. Phys. **8**, 149, 1902.
[2] E. Riecke, Physik. Zeitschrift **15**, 510, 1909.

in Metall der Abstand der Atommittelpunkte etwa $3 \cdot 10^{-8}$ cm ist, so wird die Maximalzahl a der getroffenen Atome und daher der freiwerdenden Elektronen $1 \cdot 10^{-5} : 3 \cdot 10^{-8} =$ ungefähr 300 sein.

Die so ausgelösten Elektronen gelangen nicht alle an die freie Oberfläche des Metalls. Wie P. Lenard[1] aus Absorptionsmessungen von Kathodenstrahlen festgestellt hat, ist der gaskinetische Querschnitt angenähert gleich dem Absorptionsquerschnitt bei kleinem v der Elektronen bei Kathodenstrahlen (10 Volt). Das wahre Volumen ist aber nach van der Waals etwa viermal kleiner als das Volumen im flüssigen Zustand. (Die Dichte der Metalle im flüssigen und festen Zustand ist nahezu gleich.) Demnach ist also der Querschnitt, wie sich durch kurze Umrechnung ergibt, gleich $4 \cdot 0{,}66 = 2{,}56$ mal kleiner. Danach wäre schon eine Tiefe von 2,5 Atomschichten für Elektronen bei senkrechtem Austritt undurchdringlich. Also werden im allgemeinen zwei Elektronen mit einer Geschwindigkeit von $v = 10$ Volt pro ein Kanalstrahlteil frei werden. Hierbei ist von Reflexionen, die an den Metallatomen stattfinden können, abgesehen, da diese rasch eine Streuung der Elektronen bedingen.

Vergleichen wir nun den Sekundärstrahlstrom mit dem Faradaystrom des Kanalstrahles, so wäre demnach, da das Verhältnis $p : n$ etwa $1 : 3$ ist, der Sekundärstrahlstrom ungefähr $(1 + 3) \cdot 2 = 8$ mal stärker als der Faradaystrom, wenn pro Atom ein Elektron gebildet wird.

§ 3.

Zur Theorie der Hohlzylinderkapillare.

Will man bei Anwendung der Durchströmungsmethode von W. Wien im Entladungsraum ein be-

[1] P. Lenard, Ann. d. Phys. **12**, 741, 1903.

stimmtes Potential einigermaßen genau konstant halten, so muß man entweder den Druck im Gasreservoir ein- und nachregulieren, was ziemlich umständlich ist, oder man muß eine Kapillare von veränderlichem Luftwiderstand einschalten können. Letzteres ist durch die in Figur 4 gezeichnete Vorrichtung ermöglicht. Sie besteht in einer Hohlzylinderkapillare (Beschreibung und Zeichnung S. 18). Dieses Prinzip ist meines Wissens noch nicht angewandt worden. Die darnach ausgeführte Apparatur hat sich bei vielen Versuchen gut bewährt.

Da die Theorie des Widerstandes der Hohlzylinderkapillaren noch nicht gegeben worden ist, so soll dies kurz hier geschehen. Man kann dabei an die von Neumann durchgeführte Theorie der Vollzylinderkapillaren anschließen. Die erhaltenen Formeln werden etwas komplizierter, weil nicht mehr die einfache Beziehung gilt, daß die Zugkraft zweier unendlich benachbarter konzentrischer Hohlzylinder in $r = o$ zu Null wird.

Nach Neumann bestehen für die Strömung von Flüssigkeiten in engen Röhren unter andern die Beziehungen für die Zugkraft, die zwei aneinandergrenzende Flüssigkeitszylinder gegenseitig pro Längeneinheit ausüben:

$$1)\ dk = -\frac{p_0}{l}\,\pi \cdot d(r^2)$$

oder integriert: $k = -\frac{p_0}{l}\,\pi \cdot r^2 + C_1$.

$$2)\ k = \mu \cdot 2\pi r \cdot \frac{du}{dr},$$

In 1 und 2 bedeutet u die Geschwindigkeit der strömenden Flüssigkeit in der Entfernung r von der Achse des Hohlzylinders und p_0 die Druckdifferenz zwischen dem oberen und unteren Ende der Flüssigkeitssäule von der Höhe l. Als einzige Variable gilt r. μ ist der Reibungskoeffizient.

Die obigen Formeln werden nun für das Strömen von Gasen durch Röhren benützt. Man erhält zunächst aus Formel 2):

$$du = k \cdot \frac{dr}{\mu \cdot 2\,r\,\pi}.$$

Setzt man für k seinen Wert aus Formel 1) ein, so ist:

$$du = \frac{1}{\mu \cdot 2\,\pi\,r} \cdot \left(- \frac{p_0}{l} \cdot \pi \cdot r^2 + C_1 \right) dr$$

$$= - \frac{p_0 \cdot r}{2\,\mu l} \cdot dr + \frac{C_1}{2\,\pi\,\mu \cdot r} \cdot dr,$$

also:

$$3)\quad u = - \frac{p_0 \cdot r^2}{4\,\mu l} + \frac{c_1 \cdot lg\,r}{2\,\pi \cdot \mu} + C_2.$$

In unserem Falle haben wir nun keinen Vollzylinder, sondern eine Hohlzylinderkapillare und daher für r die Grenzen R_1 und R_2 zu setzen, für die $u = o$ ist, wobei die Gleitung an den Wänden vernachlässigt wird.

Man erhält daher durch Einsetzen der Grenzen in Gleichung 3) folgende Gleichungen:

$$0 = - \frac{p_0\,R_1^2}{4\,\mu\,l} + \frac{c_1 \cdot lg\,R_1}{2\,\pi\,\mu} + c_2,$$

$$0 = - \frac{p^0\,R_2^2}{4\,\mu l} + \frac{c_1 \cdot lg\,R_2}{2\,\pi\,\mu} + c_2,$$

woraus sich die Konstanten e_1 und c_2 berechnen lassen.

$$c_1 = \frac{p_0 \cdot \pi}{2\,l} \cdot \frac{R_1^2 - R_2^2}{lg\,R_1 - lg\,R_2}$$

$$c_2 = \frac{p^0 \cdot \pi}{4\,\mu l} \cdot \frac{R_2^2\,lg\,R_1 - R_1^2\,lg\,R_2}{lg\,R_1 - lg\,R_2}.$$

c_1 und c_2 in Gleichung 3) eingesetzt, ergibt:

$$u = - \frac{p_0 \cdot r^2}{4\,\mu l} + \frac{p_0\,lgr}{4\,\mu l} \cdot \frac{(R_1^2 - R_2^2)}{lg\,R_1 - lg\,R_2} + \frac{p_0}{4\,\mu l} \cdot \frac{R_2^2\,lg\,R_1 - R_1^2\,lg\,R_2}{lg\,R_1 - lg\,R_2}.$$

Zur Vereinfachung des Ausdrucks für u, wird gesetzt:

$$c' = \frac{R_1^2 - R_2^2}{lg\,R_1 - lg\,R_2};\quad c'' = \frac{R_2^2\,lg\,R_1 - R_1^2\,lg\,R_2}{lg\,R_1 - lg\,R_2}.$$

Es ist also:

$$4) \quad u = -\frac{p_0}{4\mu l}\,(r^2 - c'\,lgr - c'').$$

Wenn nun durch einen Ring vom Halbmesser r und der Breite dr in der Zeiteinheit und mit der Geschwindigkeit u die Luftmenge $= u \cdot 2\pi r \cdot dr$ strömt, so beträgt in vorliegendem Falle das Volumen V Luft, welches durch die Kapillare in der Zeiteinheit fließt, — r genommen zwischen den Grenzen R_1 und R_2 —:

$$V = \int_{R_1}^{R_2} u \cdot 2\pi \cdot r \cdot dr$$

$$= \int_{R_1}^{R_2} \left(\frac{p_0 \cdot \pi}{2\mu l}\right) r^3\,dr + \int_{R_1}^{R_2} \left(\frac{p_0 \cdot \pi \cdot c'}{2\mu l}\right) r \cdot lgr \cdot dr$$

$$+ \int_{R_1}^{R_2} \left(\frac{p_0 \cdot \pi c''}{2\mu l}\right) r \cdot dr$$

$$= \left[-A \cdot \frac{r^4}{4} + B\,\frac{r^2}{2}\,(lgr - \tfrac{1}{2}) + C \cdot \frac{r^2}{2}\right]_{R_1}^{R_2}$$

Wird für die Größen A, B, C wieder ihr Wert eingesetzt, so ist:

$$5) \quad V = +\frac{\pi \cdot p_0}{4 \cdot \mu l}\left[\frac{r^4}{2} + c'\,\frac{r^2}{2} - c''\,r^2 - c' \cdot r^2\,lgr\right]_{R_1}^{R_2}$$

und zwar positiv, da $\frac{p_0}{l} < o$ ist, was man aus Gleichung 3) ersieht.

Ist die Gleichung 5) für V richtig, so muß sie für $R_1 = o$ in die Poisseuille-Form übergehen.

Da für $R_1 = o$ $c' = o$ ist, so ist $c' \cdot \frac{r^2}{2} = o$; $c' r^2\,lgr = o \cdot \infty$. Bestimmt man diesen unbestimmten

Wert nach der Methode des Differentierens für $r = o$, so ist er $= o$. Beide Ausdrücke verschwinden also; die Konstante c'' wird $= R_2^2$, daher

$$V_{(R_1 \quad o)} = \frac{\pi \cdot p_0}{4 \mu l} \left[\frac{r^4}{2} - R_2^2 r^2 \right]_o^{R_2} = \frac{\pi \cdot p_0}{4 \mu l} \left[\frac{R_2^4}{2} - R_2^4 \right]$$

$$= \frac{\Pi \cdot p_0}{4 \mu l} \cdot \frac{R_2^4}{2} \text{ (Poisseuille-Gleichung).}$$

Um die Wirkungsweise der Hohlzylinderkapillare festzustellen, sei ein numerisches Beispiel ausgeführt. Vergleichen wir eine Hohlzylinderkapillare mit $R_2 = 0{,}2$ cm und $R_1 = 0{,}1$ cm mit einer Vollzylinderkapillare mit $R = 0{,}1$ cm bei einer Druckdifferenz $p_0 = 4{,}5 \cdot 10^{-3}$ mm Hg, $l = 10$ cm und μ bei $18^0 = 0{,}185$, so erhalten wir, wenn wir die Ausflußmenge pro sec V den Querschnitten gegenüberstellen, folgendes Resultat:

V für Vollzylinderkapillare: bei einem Querschnitt:

$= 0{,}012$ cm^3; $q = 3{,}14 \cdot 10^{-2}$ cm^2;

für Hohlzylinderkapillare:

$= 0{,}031$ cm^3; $q = 9{,}42 \cdot 10^{-2}$ cm^2.

Beobachtungen.

§ 4.

Allgemeine Versuchsanordnung.

Benützt wurde für die Experimente der in der Arbeit von J. Kutschewski[1] beschriebene Apparat. Hierbei sind mehrere wichtige Abänderungen getroffen worden, weshalb die ganze Anordnung in Figur 3 wiedergegeben wird.

Eine der Hauptschwierigkeiten bei den meisten Untersuchungen mit Kanalstrahlen ist das Konstant-

[1] Inaug.-Diss. Freiburg i. Br. 1912.

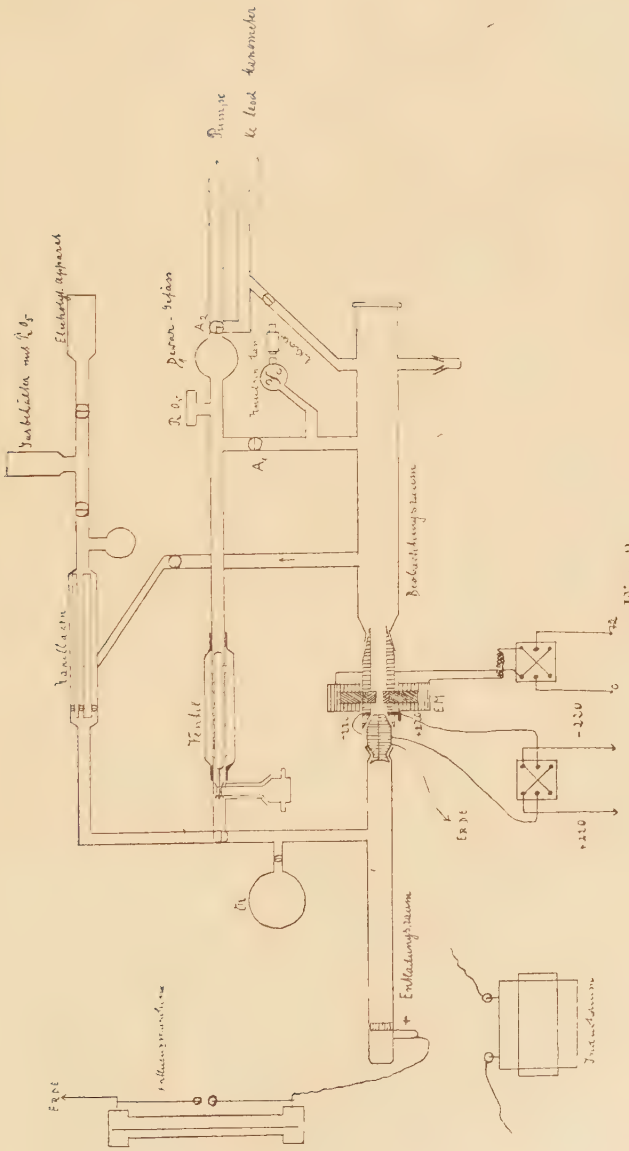


Fig. 3.

halten der Entladung. Um das zu erreichen, wurden zwischen Entladungsraum und Pumpe erstens eine große Kugel *K* als Vakuumballast, zweitens ein neu konstruiertes Ventil *V* in das Röhrensystem — Fig. 3 — eingefügt. Letzteres diente direkt zum Regulieren des Druckes im Entladungsraum.

Das Ventil (Figur 4), die Hohlzylinderkapillare, besteht aus einem äußeren Glasmantel *M*, einer an den beiden Enden von *M* mit Siegellack eingekitteten

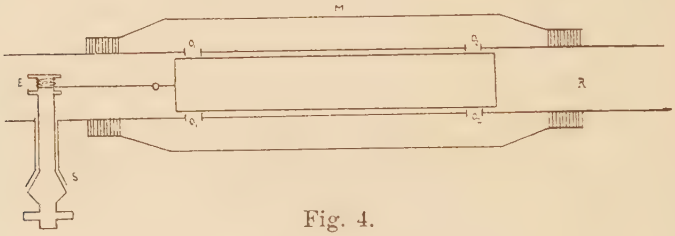


Fig. 4.

Röhre *R*, die an zwei Stellen, O_1 und O_2, durchbohrt ist. Zu dieser kann nun eine mit Schrot — besser mit *Hg* —[1] gefüllte, oben wie unten zugeschmolzene Röhre nach oben oder unten verschoben werden. Dies geschieht mittels eines Schliffes *S*, mit dessen Ende *E* sie mit einer Schnur verbunden ist. Das Ventil ist aufrecht in den Apparat eingebaut. Läßt man nun in den Beobachtungsraum Gas einströmen, das von da durch den Entladungsraum und das Ventil *V* nach der Pumpe[2] zieht, so kann man den Luftwiderstand kontinuierlich ändern; und zwar

[1] Infolge elektrischer Wandladungen, die eine Anziehung bedingen, gleitet die mit Schrot gefüllte Röhre nicht immer nach unten. Wir haben daher jetzt die Kapillare enger genommen und verschieben eine Stricknadel, die an einem Ende außerhalb der Kapillare in einem weiteren Glasrohr ein größeres Eisenstück trägt, magnetisch.

[2] Die Durchströmungsmethode wurde bei sämtlichen Versuchen angewandt.

ist, wenn die Kapillare zwischen O_1 und O_2 sitzt, natürlich der Widerstand am kleinsten und man kann durch Senken des Ventils R den Reibungswiderstand immer mehr vergrößern. Die Menge des durchströmenden Gases läßt sich dann nach der in § 3 spezialisierten, für unsere Hohlzylinderkapillare passenden Formel des Poissenilleschen Gesetzes berechnen.

Ferner wurde ein direktes Verbindungsrohr zwischen Beobachtungsraum und *Mc*-Leod angebracht. Ist nun der Hahn A_1 geschlossen und wird der Dreiweghahn A_2 aus der in Figur 3 gezeichneten Stellung um 180° gedreht, so kann einerseits der Entladungsraum ausgepumpt, anderseits der konstante Druck im Beobachtungsraum gleichzeitig gemessen werden. Das ist für unsere, oben bei der Erläuterung des Ventils erwähnten Durchströmungsmethode sehr wichtig.

Als Stromquelle diente ebenfalls die Mercedes-Influenzmaschine von Wehrsen. Die Maximalstromstärke im Entladungsraum betrug $15 \cdot 10^{-4}$ Ampère. Für magnetische Ablenkung wurde bei allen Versuchen nur der Magnet EM_1 eingeschaltet.

Die im Laufe der Arbeit benützten Gase, Sauerstoff und Wasserstoff, wurden elektrolytisch, Helium nach der bekannten von J. Kutschewski[1] etwas modifizierten Methode der Erhitzung des Cleveits hergestellt.

Die für verschiedene Versuche jeweils speziell konstruierten und in den Beobachtungsraum eingebauten Apparate werden in den betreffenden Paragraphen beschrieben.

§ 5.

Ausbreitung der Kanalstrahlen.

In diesem Paragraphen soll sogleich die Methode und Apparatur für Absorptionsmessungen auf photographischem Wege dargelegt werden, da gleichzeitig

[1] Inaug.-Diss. S. 11, Freiburg 1912.

aus denselben Photographien das Ausbreitungsgesetz sich ergibt.

Zur Messung der Absorption der Kanalstrahlen ist es notwendig, die Abnahme der Kanalstrahlteilchen auf einer bestimmten Strecke in einem bestimmten Querschnitt festzustellen. Es mußte also in zwei Stellungen, I und II, jeweils für eine bestimmte Geschwindigkeit und denselben Druck photographiert werden. Es fragt sich nun, ob zwischen der Aufnahme in I und II die Entladung unterbrochen werden konnte oder nicht, ohne einen großen Messungsfehler zu begehen. Nach vielen Vorversuchen stellte es sich heraus, daß wäh-

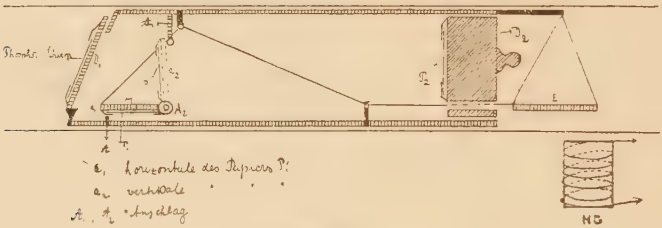


Fig. 5.

rend ein und derselben Entladung die Platten I und II exponiert werden mußten, um so genau gleiche Stromverhältnisse für beide Stellungen zu haben. Dies wurde mit dem in Figur 5 dargestellten Apparat erreicht. Dieser wurde jeweils für jede Aufnahme wieder fest in den Beobachtungsraum einjustiert.

Er besteht aus einer 13 cm langen Messingkamera mit einem vorderen und hinteren Verschlußdeckel, D_1 und D_2. Auf D_1 befindet sich ein Phosphoreszenzschirm. In I und II sind die photographischen Papiere befestigt, und zwar in I auf einer um die horizontale Achse A_2 drehbaren Messingplatte M, in II auf dem Verschlußdeckel D_2 jeweils mit Messingklammern. Wurde nun photographiert, so öffnete man zunächst mittelst eines Handmagneten den Deckel D_1, dann

trafen die Strahlen zuerst auf P_2. Alsdann erregte man den direkt unter dem Beobachtungsraum angebrachten Magnet *M-G*, der das Eisen *E* anzog; dadurch wurde aber auch die durch einen Seidenfaden mit *E* verbundene Platte *M* und somit das photographische Papier P_1 aus seiner horizontalen Lage in die vertikale Stellung gebracht und konnte so den Kanalstrahlen exponiert werden. Diese letzte Drehung erfolgte mit einer Genauigkeit von weniger als einer Fünftelsekunde. Es war auch möglich, während einer Entladung abwechselnd in Stellung I und II zu photopraphieren.

Aus diesen so hergestellten Photographien konnten die Durchmesser des neutralen und, da mit magnetischer Ablenkung gearbeitet wurde, auch die des positiven Kanalstrahlbündels in zwei Stellungen (I und II) bestimmt werden. Der Anfangspunkt des Kanalstrahles befindet sich angenähert da, wo der Strahl die ganze enge Kapillare von 0,03 mm Durchmesser verläßt. Der Abstand des Punktes P[1] von Stellung I und II sei l_1 und l_2. Aus den folgenden Tabellen I und II ersieht man, daß $l_2 : l_1$ ziemlich genau mit $\mathfrak{D}_2 : \mathfrak{D}_1$, das heißt dem Verhältnis der Querschnitte des neutralen wie des positiven Bündels in Stellung I und II übereinstimmt.

Demnach ist die Fortpflanzungsrichtung des magnetisch abgelenkten und unabgelenkten Kanalstrahles linear; es gilt, falls keine Streuung stattfindet, das Quadratgesetz für die Intensitäten. Bei der Messung der Absorption der Kanalstrahlen nach Flächenintensitäten muß eventuell letzteres Gesetz berücksichtigt werden. Das Ende einer sehr engen Kapillare kann als Strahlenquelle aufgefaßt werden. Das ist für Streuungsmessungen wesentlich.

Daß die Ausbreitung geradlinig erfolgt, ist wenigstens bis zu Drucken von $1 \cdot 10^{-2}$ mm *Hg* zu erken-

[1] Abstand P von I, $l_1 = 23{,}55$ cm; von II, $l_2 = 33{,}35$ cm.

nen; von dort ab werden die Ausmessungen der Photographien wegen des Scatterings schwieriger und unzuverlässiger.

In der Tabelle (I und II) sind die Verhältnisse $\mathcal{D}_2 : \mathcal{D}_1$ der Durchmesser sowohl für den neutralen wie auch positiven Kanalstrahl für verschiedene Drucke[1] und Potentiale jeweils für das betreffende Gas angeführt.

Das berechnete Verhältnis $l_2 : l_1$ ist $= 1{,}414$.

Tabelle I.

$l_2 : l_1 = 1{,}414$.

In Wasserstoff.

S_b	V	$\mathcal{D}_2 : \mathcal{D}_1$	
		n	p
$6 \cdot 10^{-4}$	36 600	1,37	1,45
$1{,}35 \cdot 10^{-3}$	55 000	1,37	1,42
$1{,}38 \cdot 10^{-3}$	35 000	1,46	1,45
$3{,}80 \cdot 10^{-3}$	36 600	1,45	1,40
$7{,}80 \cdot 10^{-3}$	35 000	1,40	1,42
	In Sauerstoff.		
$5 \cdot 10^{-4}$	36 000	1,43	1,45
$1 \cdot 10^{-3}$	20 000	1,46	1,38
$1{,}45 \cdot 10^{-3}$	35 000	1,48	1,48
$3{,}6 \cdot 10^{-3}$	36 000	1,45	1,42
$7{,}1 \cdot 10^{-3}$	40 000	1,40	1,41
	In Helium.		
$5{,}3 \cdot 10^{-4}$	35 000	1,43	1,45
$1 \cdot 10^{-3}$	40 000	1,46	1,39
$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	20 000	1,40	1,43
$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	53 000	1,37	1,41
$5 \cdot 10^{-3}$	42 000	1,39	1,40
$3{,}1 \cdot 10^{-3}$	35 000	1,405	1,405
$3{,}2 \cdot 10^{-3}$	35 000	1,42	1,41
$4 \cdot 10^{-4}$	36 600	1,43	1,40

In Tabelle II sind dann noch die Mittelwerte der Verhältnisse $\mathcal{D}_2 : \mathcal{D}_1$ für die einzelnen Gase gegeben.

[1] Bezeichnung für Druck S_b, Potential $= V$.

Tabelle II.

Gas	$\mathcal{D}_2 : \mathcal{D}_1$	
	n	p
H_2	1,41	1,42
O	1,44	1,43
He	1,415	1,41
Hg	1,41	1,41
Luft	1,43	1,43

Gesamtmittelwert von $\mathcal{D}_2 : \mathcal{D}_1$ für
neutrales Bündel = 1,420,
positives „ = 1,417,
berechnetes $l_2 : l_1$ = 1,417.

Der Unterschied der Werte für p- und n-Bündel mag vielleicht nicht auf Zufälligkeiten beruhen, doch soll hier wegen des geringen Unterschiedes von einer Diskussion abgesehen werden.

§ 6.

Durchmesserverhältnis der positiven zu den neutralen Kanalstrahlen, $\mathcal{D}(p) : \mathcal{D}(n)$.

J. Kutschewski hat bei seinen photometrischen Messungen der photographischen Aufnahmen nicht wie W. Wien mit Thermoelement die volle Intensität, sondern die Intensität pro Flächeneinheit gemessen. Daher muß man die Werte w für den Gleichgewichtszustand von $p : n$, die J. Kutschewski[1] berechnet hat, noch mit dem Quadrat des Durchmesserverhältnisses $\mathcal{D}(p) : \mathcal{D}(n)$ multiplizieren, um das wahre Intensitätsverhältnis $p : n$ zu erhalten.

In der folgenden Tabelle I sind daher zunächst die Durchmesserverhältnisse $\mathcal{D}p : \mathcal{D}n$ in den verschiedenen Gasen für die beiden Stellungen I und II (s. § 5) gegeben.

[1] Inaug.-Diss. S. 45. Dasselbe gilt, wenn die Phosphoreszenzhelligkeit der Flächeneinheit gemessen wird.

Tabelle I.

In Wasserstoff.

S_b	V	$\mathcal{D}(p) : \mathcal{D}(n)$ I	$\mathcal{D}(p) : \mathcal{D}(n)$ II	Mittelwert aus I u. II
$6 \cdot 10^{-4}$	36 600	0,62	0,66	0,64
$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	36 000	—	—	0,685
$1{,}38 \cdot 10^{-3}$	35 000	—	—	0,690
$1{,}35 \cdot 10^{-3}$	55 000	0,68	0,71	0,697
$2{,}3 \cdot 10^{-3}$	32 000	—	—	0,740
$3{,}8 \cdot 10^{-3}$	35 000	0,77	0,74	0,760
$7{,}8 \cdot 10^{-3}$	35 000	0,83	0,83	0,830
	In Sauerstoff.			
$5 \cdot 10^{-4}$	36 600	0,61	0,62	0,616
$1 \cdot 10^{-3}$	20 000	0,63	0,60	0,617
$1{,}45 \cdot 10^{-3}$	35 000	0,65	0,65	0,654
$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	45 000	0,65	0,65	0,650
$3{,}6 \cdot 10^{-3}$	36 000	0,69	0,68	0,685
$7{,}1 \cdot 10^{-3}$	40 000	0,79	0,78	0,785
	In Helium.			
$5{,}3 \cdot 10^{-4}$	35 000	0,60	0,61	0,605
$1 \cdot 10^{-3}$	38 000	0,63	—	0,630
$1 \cdot 10^{-3}$	40 000	—	0,614	0,614
$2{,}65 \cdot 10^{-3}$	20 000	0,6	0,609	0,605
$2{,}6 \cdot 10^{-3}$	36 000	—	—	0,640
$2{,}65 \cdot 10^{-3}$	40 000	0,67	0,70	0,655
$2{,}7 \cdot 10^{-3}$	53 000	0,70	0,70	0,70

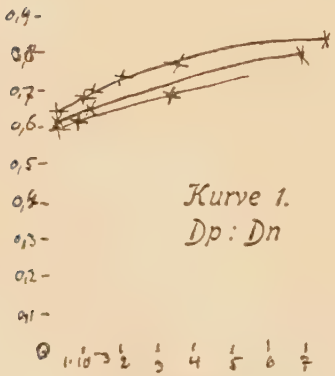


Fig. 6.

Das Durchmesserverhältnis nimmt, wie man an der Kurve 1 ersieht, mit dem Druck zu. Die Abhängigkeit von der Geschwindigkeit ist nach den Werten für Helium namentlich gering. Für die Stellung I und II ist $\mathcal{D}(p) : \mathcal{D}(n)$ innerhalb der Fehler-

grenze dasselbe, was durch das Ausbreitungsgesetz bedingt ist.

In einer weiteren Tabelle II werden noch die ungerechneten Werte w von J. Kutschewski, soweit sie durch Vergleichung angeführt. Da w unabhängig vom Druck ist, so nimmt man zu der Umrechnung einen Mittelwert für $dp : dn$ innerhalb der Drucke, bei denen J. Kutschewski w bestimmt hat.

Tabelle II.

V	W	W umgerechnet	$\mathfrak{D}(p) : \mathfrak{D}(n)$
			in O_2
46 000	0,60	0,39	0,66
	0,61	0,40	$[\mathfrak{D}(p) : \mathfrak{D}(n)]^2$
48 500	0,65	0,42	$= 0{,}44$
61 000	0,70	0,46	
58 000	0,72	0,47	
	0,75	0,49	
	0,71	0,46	
69 600	0,79	0,52	
59 000	0,77	0,50	
			in H_2
60 000	0,73	0,52	0,71
	0,72	0,51	$[\mathfrak{D}(p) : \mathfrak{D}(n)]^2$
	0,73	0,52	$= 0{,}50$
	0,71	0,50	
	0,69	0,49	
71 000	0,78	0,55	
	0,77	0,54	
	0,80	0,56	

Im Zusammenhang mit den Ergebnissen des § 5 folgt, daß die Verschiedenheit der Durchmesser nicht erst im Beobachtungsraum, sondern vor dem Ende der Kapillare p in dieser oder schon vor der Kathode auftritt.

§ 7.

Zahlverminderung oder Absorption der Kanalstrahlen.

Die Absorption der Kanalstrahlen, für die bis jetzt keine genaue Definition vorliegt, sei als die Abnahme der Anzahl der Kanalstrahlteilchen in dem durch das Ausbreitungsgesetz gegebenen Querschnitt also auf ihrem direkten Weg bezeichnet. Diese beruht hauptsächlich auf einer Streuung. Sie steht mit den Erscheinungen, wie z. B. der Ionisation, beim Durchgang der Kanalstrahlen durch Gase in Zusammenhang.

Es zeigte sich, daß die photographische Methode zur Untersuchung der Absorption mit großen technischen Schwierigkeiten verbunden ist. Schon J. Kutschewski[1] hat einige Absorptionsmessungen auf photographischem Wege gemacht.

Es wurden von mir ebenfalls viele photographische Aufnahmen für die Absorption in verschiedenen Gasen, bei verschiedenen Drucken und Geschwindigkeiten nach der in § 5 beschriebenen Methode hergestellt. Damals wurde aber der Fehler dabei begangen, daß man sofort mit eintretender Entladung die eine Platte exponierte, anstatt konstante Stromverhältnisse abzuwarten und dann erst zu exponieren. Man hätte also zuerst die Entladung gehen lassen und dann den Deckel der photographischen Kamera öffnen sollen und nicht umgekehrt verfahren, wie es bei unsern Versuchen der Fall war. So war daher infolge der im ersten Moment relativ starken Entladungsströme die Platte P_2 oft überexponiert. Dies stellte sich aber erst bei den in diesem Paragraphen dargelegten Untersuchungen mit Thermoelement[2] heraus.

Bei den mit Thermoelement ausgeführten Messungen war es ebenfalls aus den in § 5 erörterten Gründen

[1] Inaug.-Diss., Freiburg 1912.

[2] Da inzwischen andere Versuche im Gange waren, konnte die photographische Methode nicht wiederholt werden.

nötig, in drei Stellungen rasch hintereinander zu messen. Es wurde daher der in Figur 7 gezeichnete Apparat konstruiert, der ein für allemal fest in den Beobachtungsraum einjustiert wurde.

In einem äußeren Messingrohre R_1 konnte eine Eisenröhre R_2 mittelst eines starken Handmagneten von außen leicht hin und her bewegt werden. In R_2 war ein Kupferklotz, auf dem das Thermoelement be-

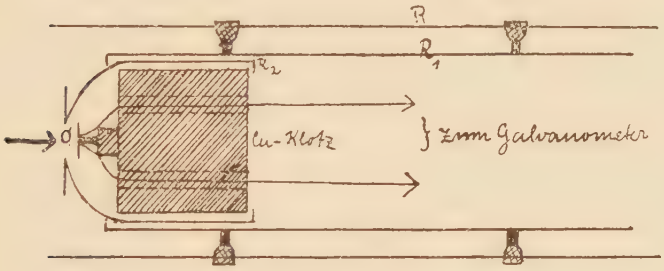


Fig. 7.

festigt war. Die Drähte des Elements wurden durch den Kupferklotz isoliert zum Galvanometer hindurchgeführt. Das Ganze umgab eine Röhre R, in der mittels Schrauben die Zentrierung bewirkt wurde.

Eine der Hauptschwierigkeiten war, ein für unsere Zwecke empfindliches Thermoelement anzufertigen. Zuerst wurden zehn- bis zwanzigfache Eisen-Konstantan-Elemente hergestellt. Auf die vorderen Lötstellen wurden Platinscheiben aufgelötet. Beide Sorten, mit und ohne die Platinscheibchen, waren zu unempfindlich da wir nur über eine zweiplattige Influenzmaschine als Stromquelle verfügten. Ferner wurde auch einmal eine Rubensche Thermosäule benutzt, was aber auch nicht den gewünschten Erfolg hatte. Nach einer großen Anzahl solcher Vorversuche gelang endlich die Anfertigung eines geeigneten Elementes. Es sei auch noch erwähnt daß sämtliche ausprobierten Elemente erst dann ihre

Höchstempfindlichkeit erreichten, nachdem sie ein oder zwei Tage in gutem Vakuum waren und so gasfrei wurden.

Das bei unsern Versuchen endgültig benützte Element bestand aus einem Eisen- und einem Konstantandraht von je 0,15 mm Querschnitt, die auf einem ganz dünn gehämmerten Kupferblättchen von 4 mm Breite mit möglichst wenig Lötzinn aufgelötet wurden. Da das Element gegen Temperaturschwankungen des umgebenden Mediums sehr empfindlich war, so wurde auf die Röhre R_2 eine Kapsel aufgesetzt mit einer Öffnung von 6 mm Weite. Um *0* war ein Phosphoreszenzschirm aufgeklebt, um das Justieren des Ganzen zu erleichtern.

Beim Justieren lenkte man den Strahl magnetisch und elektrisch ab, kommutierte die Felder und konnte so leicht den Apparat so stellen, daß der Strahl genau mitten durch *0* ging.

Um ferner zu erreichen, daß das durchströmende Gas eine konstante gleichmäßige Temperatur beibehielt und man so für jede Stellung des Thermoelementes eine einigermaßen konstante *0*-Lage erhielt, wurde das ganze Röhrensystem, durch das das Gas bis zum Eintritt in den Entladungsraum floß, also Gasreservoir, Kapillarröhre und Beobachtungsröhre so gut als möglich in Watte gehüllt.

Der Versuch wurde nun folgendermaßen ausgeführt: Es wurde die Nullage des Galvanometers festgestellt, dann der Thermostrom gemessen, wieder die Nullage notiert und dann das Mittel aus beiden Nullagen als ihr wahrer Wert angenommeu. Dies wurde für Stellung I und II rasch hintereinander gemacht, jeweils für ein bestimmtes Potential und einen bestimmten Druck.

Um einigermaßen konstanten Druck im Beobachtungsraum zu erhalten, durfte man eben nur so viel Gas aus dem Gasbehälter durch die Kapillaren in den

Beobachtungsraum einströmen lassen, als gleichzeitig durch den Entladungsraum weggepumpt werden konnte. Es mußte also zwischen Kapillaren und Beobachtungsraum eine bestimmte Druckdifferenz herrschen. Um also für den einzelnen Versuch rasch den gewünschten Druck zu erhalten, wurde zum voraus eine Kurve entworfen, die als Koordinaten die Drucke im Beobachtungsraum und die dazu gehörigen Drucke des Gasbehälters enthielten. An Hand dieser Kurve stellte man bei dem Versuche im Gasreservoir zuerst den entsprechenden Druck ein und ließ dann das Gas in den Beobachtungsraum einströmen.

Wesentlich für die Versuche war auch ein Galvanometer von hoher Voltempfindlichkeit, damit eventuelle Ladungsströme die Messung nicht beeinflussen. Zur Verfügung stand nur ein Dubois-Rubens-Spiegelgalvanometer, das von Herrn Geh. Rat Prof. Himstedt freundlichst geliehen wurde.

Der Entladungsstrom war im Maximum $12 \cdot 10^{-5}$ Ampère. Der Durchmesser der Kapillare zwischen Entladung- und Beobachtungsraum betrug bei diesen und allen noch weiter ausgeführten Versuchen ungefähr 1 mm.

Gemessen wurde die mittlere Weglänge der Absorption des unabgelenkten Kanalstrahles in Wasserstoff. Dies geschah im Anschluß an die Messungen, wie W. Wien[1] die mittlere Umladungsweglänge des gesamten Kanalstrahles bestimmt hat. Bei hohen Drucken stellt sich von selbst selektiv die Absorption von H ein, weil eben nur dieser übrigbleibt. In den folgenden Tabellen wird die Absorption von H in H_2 dargestellt.

Zu Bestimmung des Absorptionskoeffizienten wurde vorläufig die von W. Wien[2] gegebene Formel genommen,

$$J_2 = J_1 e^{-\alpha x},$$

worin für den vorliegenden speziellen Fall J_2 die In-

[1] Berl. Ber. 1911. [2] Ann. der Phys. 23, 415, 1907.

tensität des Kanalstrahles in Stellung II und $\mathcal{J}_1$ dieselbe in Stellung I angibt; x ist die Absorptionstrecke zwischen I und II, und a der Absorptionskoeffizient. Es ist dann:

$$a = \frac{lg\,\mathcal{J}_1 - lg\,\mathcal{J}_2}{x \cdot lg\,e}.$$

x beträgt in unserem Falle 8,3 cm.

Zum besseren Vergleich der Messungen habe ich sämtliche auf die mittlere Stromstärke $5 \cdot 10^{-4}$ Ampère reduziert, da laut Tabelle I für eine bestimmte Geschwindigkeit und einen bestimmten Druck am gleichen Ort die Intensität $\mathcal{J}(n+p)$ der Kanalstrahlen angenähert proportional der Stromstärke i im Entladungsraume ist.

Tabelle I.

i_E	$\mathcal{J}(n+p)$ gemessen	$\mathcal{J}(n+p)$ berechnet
5,0	25,15	
4,0	19,7	20,1
2,5	12,3	12,6
12,0	16,8	
6,0	8,0	8,4
4,0	6,0	5,6

Tabelle II (in H_2).

s_b in mm Hg	V	$\frac{n+p}{\mathcal{J}_1(i=5)}$	$\frac{n+p}{\mathcal{J}_2(i=5)}$	$\frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_2} \cdot R$	a	λ	c^1
$1{,}1 \cdot 10^{-2}$	24 000	45,09	27,9	1,787	0,069	14,34	6,21
$1{,}75 \cdot 10^{-2}$	24 500	2,08	0,94	2,05	0,0835	9,26	6,15
$7{,}2 \cdot 10^{-2}$	24 000	2,96	0,086	38,20	0,438	2,28	6,13
$8 \cdot 10^{-4}$	36 600	157,6	138,5	$\frac{1}{R} = 1{,}137$	0,013	76,92	16,25
$2 \cdot 10^{-3}$	36 600	30,8	25,4	1,343	0,032	31,25	16,00
$6{,}3 \cdot 10^{-3}$	38 500	4,75	2,85	1,842	0,073	13,70	11,60
$1{,}3 \cdot 10^{-3}$	36 600	3,33	1,72	2,142	0,092	10,87	7,07
$8 \cdot 10^{-4}$	53 500	272,2	251,0	$\frac{1}{R} = 1{,}083$	0,009	111,10	11,25
$5{,}1 \cdot 10^{-3}$	55 000	20,5	13,21	1,609	0,057	17,54	11,17
$6{,}3 \cdot 10^{-3}$	55 000	9,5	5,75	1,764	0,068	14,70	10,79
$6{,}3 \cdot 10^{-3}$	38 500	4,75	2,85	1,842	0,073	13,70	11,58
	52 000	6,60	3,75	1,776	0,069	14,49	10,95
	55 000	9,15	5,75	1,764	0,068	14,70	10,79

[1] $c = a$ für $s_b = 1$ mm Hg.

Der Faktor R in der Tabelle II ist ein empirischer Reduktionsfaktor von Stellung I auf II, und zwar der Mittelwert aus den beiden bei den kleinsten Drucken gefundenen Werten $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$, bei denen die Absorption sehr klein ist.

In der folgenden Tabelle III sind die Absorptionsindizes für die Strecke Ende der Kapillare bis Stellung I angegeben. Als ursprünglicher Wert $\mathcal{J}_1$ diente der Wert $\mathcal{J}_1$ aus der Tabelle II, für den der Absorptionsindex den kleinsten Wert annahm.

Tabelle III.

$\mathcal{J}_1 = 272$, $x = 31{,}8$ cm, $i = 5 \cdot 10^{-4}$.

s_0	V	$\mathcal{J}_2$	$\mathcal{J}_1 : \mathcal{J}_2$	a	λ	c
$7 \cdot 10^{-4}$	17 500	29,80	9,127	0,072 ?	13,88	
$1 \cdot 10^{-3}$	24 000	48,65	5,59	0,056	17,85	
$1{,}4 \cdot 10^{-3}$	24 000	45,00	6,03	0,059	16,95	
$1{,}75 \cdot 10^{-3}$	24 000	2,08	130,70	0,159	6,28	
$6 \cdot 10^{-4}$	36 000	159,4	1,710	0,0175	57,17	
$8 \cdot 10^{-4}$	36 000	157,6	1,723	0,0177	56,50	
$1{,}75 \cdot 10^{-3}$	36 000	33,2	8,493	0,070	14,17	39,9
$2 \cdot 10^{-3}$	36 000	30,8	8,831	0,071	14,08	35,5
$3 \cdot 10^{-3}$	36 000	21,65	12,59	0,083	12,05	27,39
$5 \cdot 10^{-3}$	36 000	16,90	16,09	0,091	10,99	18,20
$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	38 500	16,75	57,26	0,13	7,69	17,80
$1{,}3 \cdot 10^{-2}$	36 600	3,33	81,66	0,14	7,14	10,70
$8 \cdot 10^{-4}$	55 000	272,0				
$5{,}1 \cdot 10^{-3}$	55 000	20,5	13,20	0,084	11,90	16,0
$6{,}3 \cdot 10^{-3}$	55 000	9,15	29,72	0,11	9,09	17,5
$7{,}3 \cdot 10^{-3}$	52 000	6,0	45,33	0,125	8,00	17,1
$9{,}0 \cdot 10^{-3}$	55 000	7,6	35,79	0,117	8,54	13,0

Daß die Absorptionskurve bei den in Tabelle II und III angeführten Drucken nicht proportional der Druckzunahme verläuft, wie man erwarten könnte,

liegt daran, daß man in diesem Druckbereich nicht allein die Absorption des Wasserstoffes mißt. Man hat eben noch ein Gasgemisch von Sauerstoffmolekül, Wasserstoffmolekül und -atom. Erst allmählich mit zunehmendem Drucke werden die verschiedenen Gase in der oben angegebenen Reihenfolge wohl absorbiert, und man erhält von Drucken $1 \cdot 10^{-2}$ mm *Hg* an aufwärts die Absorption des Wasserstoffes allein. Dies erkennt man aus den ersten drei Werten in Tabelle II für Potentiale 24000 Volt, wo die Absorption genau proportional der Druckzunahme ist. Diese drei Werte geben also die Absorption für *H* in H_2 bei dieser Geschwindigkeit.

Die Absorptionsindizes der Tabelle III sind durchschnittlich etwas größer als die in Tabelle II. Der Grund dafür ist der, daß der Anfangswert $\mathcal{J}_1$ hier direkt beim Austritt der Kanalstrahlen aus der Kapillare angenommen ist, wo überhaupt noch keine Ionenart des Strahles absorbiert ist, also $\mathcal{J}_1$ relativ größer ist als der Anfangswert in Tabelle II.

In der nachfolgenden Tabelle IV sind beiläufig einige Werte für die Absorptionsindizes und Weglänge des positiven und neutralen Kanalstrahles in Wasserstoff angegeben. Da die betreffenden Messungen mit magnetischer Ablenkung gemacht sind, so sind die gefundenen Werte wohl der Größenordnung nach richtig.

Tabelle IV.

s_b	V	a_n	a_p	λ_n	π_p
$2 \cdot 10^{-3}$	36600	0,037	0,08	27,02	12,05
$9{,}6 \cdot 10^{-3}$	55000	0,08	0,12	12,05	7,93
$1{,}3 \cdot 10^{-2}$	36600	0,09	0,138	10,75	6,24

Die in voriger Tabelle verzeichneten Absorptionsindizes deuten darauf hin, daß womöglich der positive Strahl stärker absorbiert wird als der neutrale, was aber noch dahingestellt sein soll, da die Werte nur beiläufigen Messungen entnommen sind.

Zwischen dem Thermoausschlag und der positiven Ladung läßt sich die einfache Beziehung $Th = c \cdot F$ aufstellen, wo F die mittels Faradayzylinders gemessene Ladung des Stromes und c ein Reduktionsfaktor ist. Man kann also, wenn man F kennt, bequem den dazugehörigen Thermoausschlag berechnen. Es wurden einige Ladungsmessungen ausgeführt, die in Tabelle IV des § 9 gegeben sind. Für die dortigen Werte und die dazugehörigen Thermowerte wurde ein Mittelwert für $c = 1{,}2$ gefunden.

Will man $c = \frac{1}{\lambda}$ aus den Daten der kinetischen Gastheorie bestimmen, so hat man die Beziehung

$$c = \frac{n_1 \cdot \pi \cdot (s_1^2 + s_2^2 + 2\, s_1\, s_2)}{4}.$$

Angenähert gilt $c = \frac{n_1\, \pi\, (s_1^2 + 2\, s_1\, s)}{4}$; $s_1{}^2$ für $H_2 = 7 \cdot 10^{-16}$.

Angenommen $2\, s_1\, s = s_1{}^2$, so ist $2 \cdot \frac{s_1^2}{4} = 3 \cdot 10^{-16}$.

Nehmen wir nun auch $s = o$ und betrachten nur s_1 als gegeben und berechnen n_1 für 1 mm Hg Druck $= \frac{2{,}6 \cdot 10^{19}}{760} = 3 \cdot 10^{16}$, so ist $c_0 = 18$ für H in H_2.

Wahrscheinlich ist die Formel von W. Wien nicht ausreichend und muß durch eine aus der Streuung der Strahlen abgeleitete ersetzt werden.

§ 8.

Ionisation.

Die Ionisation von Gasen durch elektrische Strahlung wird im Prinzip dadurch gemessen, daß man den entstehenden Ionisationsstrom mißt. Daher leitet man die ionisierenden Strahlen zwischen zwei auf eine be-

stimmte Potentialdifferenz gegeneinander geladene Kondensatoren hindurch. Der auf die Weise zwischen den Kondensatoren entstehende Ionenstrom wird dann mit einem an die Kondensatoren ausgeschalteten Galvanometer gemessen. Durch den Sättigungsstrom und nach der Formel von J. J. Thomson kann die Zahl der erzeugten Ionen $i = N \cdot e \cdot l$, wenn N die Zahl der Ionen pro Sekunde in 1 ccm bedeutet, berechnet werden.

Nach dieser Methode sind auch die folgenden angeführten Messungen gemacht worden. Wie Fig. 8 zeigt, waren zwei Kondensatoren 1 und 2 bzw. die von ihnen zum Galvanometer führenden Kupferdrähte in einer Glasröhre R mit Siegellack befestigt. R be-

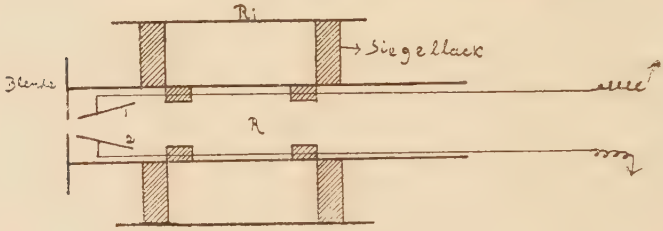


Fig. 8.

findet sich in einer zweiten Röhre, die dem Rohre des Beobachtungsraumes so angepaßt ist, daß das ganze System fest in der Beobachtungsröhre sitzt. Die Röhre R war vorn verschlossen durch ein Messingblech, auf dem ein Phosphoreszenzschirm, ebenfalls wieder zum Justieren des Ganzen, aufgeklebt war. Beide hatten in der Mitte eine Durchbohrung von 3 mm Weite, durch die die Kanalstrahlen zwischen den direkt dahinterliegenden Kondensatoren hindurchtreten konnten.

Es wurden zwei verschiedene Messungsreihen aufgestellt:

1. Es wurden die Kondensatoren nach beigegebenem Schema I

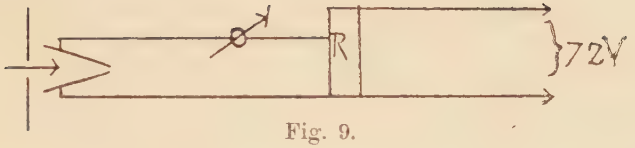


Fig. 9.

so gestellt, daß die Strahlen noch auf die Platten auftrafen. Bei dieser streifenden Inzidenz der Kanalstrahlen wurde also Ionisation und Sekundärstrahlung[1] gemessen.

2. Die Platten waren nach Schema II

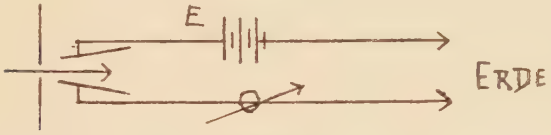


Fig. 10.

so gerichtet, daß die Strahlen dieselben nicht streiften. In diesem Falle wurde die reine Ionisation gemessen.

Bei sämtlichen Messungen wurde sowohl die Abhängigkeit vom Entladungspotential als auch vom Druck im Beobachtungsraum geprüft. Die an die Kondensatoren angelegten Spannungen wurden von einer 72- bzw. 220-Voltleitung abgezweigt.

Es wurde ferner mit magnetischer Ablenkung gearbeitet, und man konnte so die Wirkung aller geladenen wie aller ungeladenen Kanalstrahlatome bestimmen. Der Ionisationsstrom wurde mit einem Dubois-Rubens-Galvanometer gemessen. Seine Stromempfindlichkeit betrug $1{,}68 \cdot 10^{-10}$ Ampère jeweils pro 1 mm Skalenausschlag und 2 m Fernrohrabstand.

Die Versuche wurden in der Hauptsache in Luft ausgeführt, einige auch in H_2.

[1] Die Sekundärstrahlung wird in einem besondern Paragraphen 9 behandelt.

Die Versuche in Tabelle I sind nach Schema I ausgeführt worden[1].

Der vordere Abstand der Platten betrug $a = 4{,}5$ mm.

Der hintere Abstand der Platten betrug $b = 1{,}5$ mm.

Da dabei beide Kondensatoren ein von Null verschiedenes Potential hatten, so wurde wegen störender Ladungsströme des in demselben Stromkreis liegenden Galvanometers ohne Nullpunktbestimmung gemessen; es wurde vielmehr durch Kommutieren des zu messenden Ionisationsstromes der Doppelausschlag im Galvanometer bestimmt. An die Galvanometerzuleitung wurde ein Nebenschluß von 10 000 Ohm angelegt. Der Galvanometernebenschluß bedingte einen Reduktionsfaktor von 2,25.

Die Tabellen II und III enthalten die Ionisationswerte für reine Ionisation in Luft; für die Versuche in Wasserstoffe gibt die Tabelle IV die Zahlen.

Für rechnerische Betrachtungen ist hier auch sogleich der Durchmesser des Kanalstrahles an der Stelle der Kondensatorplatten angeführt, $d = 0{,}17$ cm, der Querschnitt des Bündels $q = 0{,}085$ cm, das Volumen von der Länge der Kondensatorplatten ($l = 2{,}6$ cm) $V = 0{,}0494$ cm^3.

Sämtliche Werte in den Tabellen sind auf eine Stromstärke im Entladungsraum von $10 \cdot 10^{-4}$ Ampère umgerechnet. Wie Tabelle I zeigt, war bei gleichem Druck und gleicher Geschwindigkeit der Ionisationsstrom proportional dem Entladungsstrom.

[1] Die auch bei der später erörterten Sekundärstrahluug benützten Kondensatoren haben folgende Dimensionen: Breite: $I = 0{,}70$ cm, $II = 0{,}72$ cm; Länge: $I = 2{,}68$ cm, $II = 2{,}63$ cm.

[3] Erläuterung der Bezeichnungen in den Tabellen: V = Entladungspotential, i = Stromstärke im Entladungsraum, E = Potential der Kondensatoren, s_b = Druck im Beobachtungsraum.

Tabelle I.

s_b	V	$i \cdot 10^{-4}$ Amp.	E	Ausschlag in cm gemessen	Ausschlag in cm berechnet
$7 \cdot 10^{-4}$	45 500	12,0	41	1,3	
		6,0		0,6	0,65
	43 500	12,0	220	1,8	
		7,0		1,2	1,0
	30 000	12,25	220	1,0	
		6,9		0,5	0,55
$7,5 \cdot 10^{-4}$	57 000	9,0	220	3,0	
		6,0		2,0	2,0
	57 000	12,0	0	2,0	
		7,0		1,2	1,17
		12,0	0	1,7	
		7,0		1,0	1,0

Ionisation in Luft.

Tabelle II.

1. Ohne Magnet. ($i = 10 \cdot 10^{-4}$ *A*.)

s_b	V	$E+$	Doppelausschlag in cm
$2,3 \cdot 10^{-4}$	62 000	0,07	0,42
	62 000	7,1	3,56
	60 000	72,0	8,10
$4,4 \cdot 10^{-3}$	17 000	0,07	3,28
		7,1	—
		72,0	6,84
$4,8 \cdot 10^{-3}$	54 000	0,07	0,61
		7,1	1,61
		72,0	1,61
$4,8 \cdot 10^{-3}$	64 000	0,07	0,0
		7,1	0,0
		72,0	2,00
$7,8 \cdot 10^{-3}$	38 000	0,07	13,4
		7,1	21,76
		72,0	24,44

s_b	V	$E+$	Doppelausschlag in cm
$8{,}6 \cdot 10^{-3}$	47 000	0,07	16,88
		7,1	28,05
		72,0	33,54
$1{,}06 \cdot 10^{-2}$	49 000	0,07	17,76
	49 000	7,10	26,34
	45 000	72,0	28,00
$1{,}1 \cdot 10^{-2}$	18 500	0,07	6,62
		7,1	15,50
		72,0	15,50
$1{,}2 \cdot 10^{-2}$	42 500	0,07	15,70
		7,1	30,52
		72,0	28,70
$1{,}3 \cdot 10^{-2}$	24 000	0,07	4,94
		7,1	14,00
		72,0	12,20
$1{,}3 \cdot 10^{-2}$	28 000	0,07	8,16
		7,1	20,92
		72,0	23,24
	2. Mit Magnet.		
$4{,}8 \cdot 10^{-3}$	35 500	0,07	11,70
		7,1	19,92
		72,0	21,42
$7{,}8 \cdot 10^{-3}$	35 500	0,07	10,60
		7,1	19,92
		72,0	24,92

Tabelle IIIa.

($i = 10 \cdot 10^{-4}$ *A.*)

s_b	V	E	Ausschlag in cm	
			$n+p$	n
$7{,}5 \cdot 10^{-3}$	52 000	41,6	0,28	—
		81,8	1,04	—
		119,8	1,52	—
		220,0	2,18	—
$1{,}7 \cdot 10^{-2}$	42 500	21,8	0,36	0,18
		119,8	1,26	0,62
		220,0	2,18	—

s_2	V	E	Ausschlag in cm	
			$n+p$	n
$2 \cdot 10^{-2}$	47 000	21,8	0,30	0,05
		119,8	0,50	0,20
		220,0	2,00	0,32
$2 \cdot 10^{-2}$	31 000	21,8	0,56	0,26
		119,8	0,86	0,30
		220,0	0,96	0,42
$7 \cdot 10^{-3}$	38 000	21,8	0,60	—
		41,6	0,80	—
		220,0	1,00	—
$1{,}6 \cdot 10^{-2}$	36 000	41,6	1,38	—
		220,0	1,58	—

Tabelle IIIb.

($i = 10 \cdot 10^{-4}$ A.)

s_2	V	E	Ausschlag in cm $n+p$
$1{,}6 \cdot 10^{-2}$	36 600	21,60	0,38
	36 600	119,8	1,38
	36 600	220,0	1,58
$1{,}6 \cdot 10^{-2}$	43 500	21,8	0,41
	43 500	119,8	1,66
	43 500	220,0	1,74
$1{,}6 \cdot 10^{-2}$	50 000	21,8	0,63
	50 000	119,8	1,63
	50 000	220,0	2,00
$1.6 \cdot 10^{-2}$	61 000	21,8	0,7
	61 000	119,8	2,56
	61 000	220,0	3,32

Ionisation in H_2.

Tabelle IV.

($i = 10 \cdot 10^{-4}$ A.)

s_k	V	E	Ausschlag in cm $n - p$
$2 \cdot 10^{-3}$	50 000	21,8	0,76
		41,6	1,92
		81,8	2,3
		119,8	2,76
		220,0	3,08
$6,5 \cdot 10^{-3}$	54 000	41,6	2,16
		81,8	2,50
		119,8	2,82
		220,0	3,00
$7,5 \cdot 10^{-3}$	30 000	21,8	0,90
		41,6	1,20
		119,8	1,34
		220,0	1,50
$2 \cdot 10^{-2}$	28 000	41,6	0,46
		81,8	0,94
		220,0	1,22
$1,9 \cdot 10^{-2}$	70 000	21,8	2,50
		41,6	5,50
		81,8	8,74
		119,8	10,00
		220,0	10,74

Wie aus den Tabellen zu ersehen ist, ist in Übereinstimmung mit R. Seeliger der Sättigungsstrom bei der Ionisation bei 220 Volt noch nicht völlig erreicht. Die Ursache hiervon mag, worauf R. Seeliger hinweist, in der selbständigen Entladung liegen. Die Abhängigkeit der Intensität der Ionisation proportional dem Drucke ist aus meinen Versuchen ohne weiteres zu berechnen, da die Kanalstrahlen zwar primär gleiche

Intensität besaßen, aber infolge Absorption bei höherem Druck am Ionisationsgefäß weniger stark waren. Darauf weist auch die Abhängigkeit des Ionisationsstromes vom Entladungspotential, d. h. der Geschwindigkeit der Kanalstrahlen. Dasselbe Resultat zeigen die in Tabelle IV angeführten Versuche für Ionisation im Wasserstoff.

§ 9.

Sekundärstrahlung.

Bei den Messungen der Sekundärstrahlung[1] wurde dieselbe Anordnung wie bei der Ionisation benützt. Es wurde jedoch die Stellung der Kondensatorplatten geändert. Die eine Platte war parallel den Kanalstrahlen, auf die andere trafen die Strahlen unter einem Winkel von 15° auf. Der vordere Abstand der Platten betrug 0,6 cm, der hintere 0,05 cm.

Es wurden zunächst zwei Versuchsreihen folgendermaßen angestellt:

Tabelle I. 1. An die eine, von den Kanalstrahlen nicht gestreifte Platte wurde eine Spannung angelegt, die andere stand in Verbindung mit dem Galvanometer.

Schema I.

Fig. 11.

Die Tabelle Ia enthält die hierfür gefundenen Werte.

[1] B. Saxen, Ann. d. Phys. **38**, 319, 1912; Ch. Füchtbauer, Phys. Zeitschrift **7**, 748, 1906; H. Baerwald, Ann. d. Phys. **41**, 643, 1913; J. J. Thomson, Proc. Cambr. Phil. doc. **13**, 212, 1905

2. Die gestreifte Platte hatte ein angelegtes Potential, und von der andern floß der Strom ins Galvanometer.

Schema II.

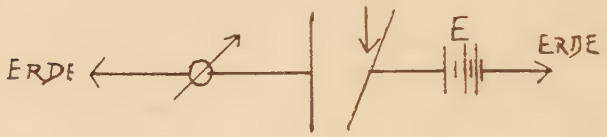


Fig. 12.

Die entsprechenden Werte gibt die Tabelle I b an.

Bei diesen Versuchen wurde die Abhängigkeit der Sekundärstrahlung vom Entladungspotential und von dem an die Platten angelegten Potential geprüft. Sämtliche Messungen wurden aber bei Drucken von $(1—5) \cdot 10^{-4}$ mm *Hg* gemacht, da man erst bei diesen Drucken es mit reiner Sekundärstrahlung zu tun hat: bei diesen Drucken ist wohl, wie Tabelle II zeigt, die untere Druckgrenze für die Sekundärstrahlung erreicht.

Bei weiteren Versuchen wurde dann auf die bestrahlte Platte Seidenpapier aufgeklebt, um den Einfluß eines Isolators zu prüfen. Es wurden ebenso wieder zwei Versuchsreihen angestellt nach Schema I und II. Die hierhergehörigen Werte zeigt Tabelle III (a u. b).

Zur Kontrolle wurden dann nochmals Messungen ohne Seidenpapier auch bei höheren Drucken angestellt, welche die Tabelle III c enthält. Sowohl Tabelle II wie III c zeigen, daß bei diesem Druck der Gasdruck ohne Bedeutung ist.

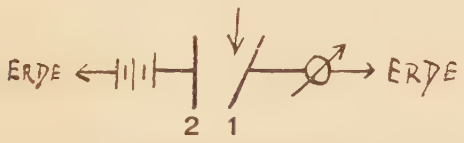
Um für sämtliche Messungen überhaupt die positive Ladung des Kanalstrahles zu haben, wurde einmal bei den Ionisationsmessungen hinter die Kondensatorplatten in einem Abstand von 11 cm ein Faradayzylinder mit einer Öffnung von 0,8 cm angebracht. Das Ergebnis der Messung ist in Tabelle IV gegeben.

Am Galvanometer waren ebenfalls 10000 Volt in Nebenschluß angeschaltet (Reduktionsfaktor 2,25).

Ferner waren die Galvanometerleitungsdrähte so gelegt, daß ein mit — bezeichneter Ausschlag in den Tabellen einer negativen Ladung des Galvanometers und umgekehrt entsprach.

Tabelle Ia.

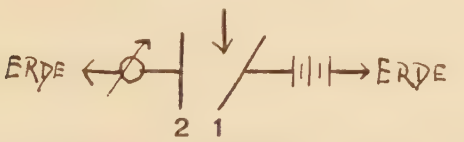
$s_b = 3 \cdot 10{-}4$; $i = 5 \cdot 10{-}4$ *a*.

Schema: 

E	$V = 14\,000$—$12\,000$		$V = 32\,000$, $36\,600$, $40\,000$		$V = 47\,500$—$52\,000$	
	ohne *Mg*	mit *Mg*	ohne *Mg*	mit *Mg*	ohne *Mg*	mit *Mg*
— 220	— 10,0	— 7,31	— 17,7	— 12,7	— 1,27	— 4,7
— 10	— 2,21	— 2,04	— 4,13	— 3,25	+ 1,72	+ 0,27
— 4	— 1,25	— 0,95	— 2,5	— 2,11	+ 5,62	+ 2,81
0	— 0,21	— 0,21	— 1,47	— 1,15	+ 5,11	+ 2,88
+ 4	+ 0,14	+ 0,07	+ 0,7	+ 0,3	+ 8,31	+ 5,87
+ 10	+ 0,544	+ 0,25	+ 1,7	+ 1,25	+ 11,8	+ 9,11
+ 220	+ 1,36	+ 1,04	+ 2,43	+ 2,12	—	

Tabelle Ib.

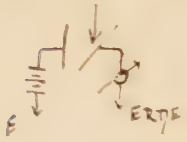
$s_b = 3 \cdot 10{-}4$; $i = 5 \cdot 10{-}4$ *a*.

Schema: 

E	$V = 20\,000$—$24\,000$ *Mg*		$V = 32\,500$ *Mg*		$V = 36\,600$ *Mg*		$V = 57\,000$ *Mg*	
	ohne	mit	ohne	mit	ohne	mit	ohne	mit
— 220	— 0,46	— 0,70	— 0,35	— 0,5	— 0,47	— 0,80	— 0,69	— 1,38
— 10	+ 0,125	0,0	+ 0,5	+ 0,05	+ 0,94	+ 0,16	0,0	0,0
— 4	+ 0,71	+ 0,28	+ 0,95	+ 0,55	+ 1,42	+ 0,77	+ 0,38	+ 0,07
0	+ 1,09	+ 0,81	+ 1,35	+ 0,75	+ 2,63	+ 1,70	+ 0,61	+ 0,38
+ 4	+ 1,56	+ 1,12	+ 2,65	+ 1,85	+ 3,10	+ 2,25	+ 1,46	+ 0,68
+ 10	+ 2,8	+ 2,4	+ 4,00	+ 2,83	+ 5,15	+ 4,73	+ 2,07	+ 1,23
+ 220	+ 11,54	+ 9,16	+ 13,88	+ 12,77	über	20—16	über	+ 30

Tabelle II

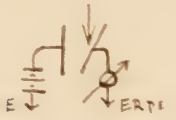
(ohne Seidenpapier).



s_A	V	E	Ausschlag $n = 5$
$3 \cdot 10^{-4}$	62 000	— 10	+ 2,6
$4 \cdot 10^{-4}$	62 000		+ 2,8
$4 \cdot 10^{-4}$	62 000		+ 2,8
$6 \cdot 10^{-4}$	62 000		+ 2,5
$1 \cdot 10^{-3}$	65 000		+ 2,0

Tabelle III a

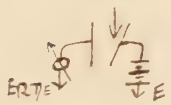
(bestrahlte Platte mit Seidenpapier).



s_A	V	E	Ausschlag ohne Mg	Ausschlag mit Mg
$3 \cdot 10^{-4}$	28 000	— 220	— 0,59	— 0,04
	32 500	— 10	— 0,22	— 0,19
	28 000	— 4	— 0,02	— 0,05
	32 500	0		
	28 000	+ 4	+ 0,04	+ 0,07
	36 000	+ 10	+ 0,27	+ 0,07
	28 000	+ 220	+ 0,22	+ 0,22
$4 \cdot 10^{-4}$	28 000	— 10	— 0,14	— 0,13
	26 000	— 4	— 0,04	0,0
	36 600	0	— 0,06	0,0
	26 000	+ 4	+ 0,10	+ 0,10
	28 000	+ 10	+ 0,13	+ 0,15

Tabelle III b

(mit Seidenpapier).



s_b	V	E	Ausschlag ohne Mg	Ausschlag mit Mg
$5 \cdot 10^{-4}$	36 600	+ 10	+ 0,07	+ 0,10
	30 000	0	— 0,4	— 0,1
	44 000	0	— 0,31	— 0,13
	36 600	— 10	— 0,35	—
	70 000	— 10	— 0,5	—

Tabelle III c

(ohne Seidenpapier).

s_b	V	E	Ausschlag in cm $n+p$
$1{,}6 \cdot 10^{-4}$	20 000	— 10	+ 1,0
$4 \cdot 10^{-4}$	20 000	— 10	+ 1,0
$2 \cdot 10^{-4}$	63 000	— 10	+ 2,0
$4 \cdot 10^{-4}$	63 000	— 10	+ 2,0
$6 \cdot 10^{-4}$	63 000	— 10	+ 2,25

Tabelle IV

(Faraday-Zylinder-Messung).

s_b	V	$i = 10^{-4}$	Ausschlag in cm
$1 \cdot 10^{-4}$	36 600	3,5	0,25
$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	14 000	8,0	0,75
$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	38 000	7,0	0,50
$2{,}5 \cdot 10^{-4}$	54 000	1,0	0,40

Sämtliche Versuche über Sekundärstrahlung sind bei möglichst kleinen Drucken, und zwar bei schräger Incidenz ausgeführt worden.

Die Versuche Tabelle Ia geben also die Ladungen der bestrahlten Platte. Bei hoher positiver Kondensatorenspannung ergibt sich eine positive Ladung. Dies wird daher rühren, daß die schräg einfallenden, teilweise reflektierten positiven Kanalstrahlen nicht zurückgelenkt werden und ihre Ladung an Platte 1 abgaben. Bei Spannungen von 0 bis 220 Volt werden für diese Versuchsanordnung die durch die reflektierten Kanalstrahlen an Platte 2 ausgelösten Elektronen auf die andere Platte 1 gestoßen und laden so die bestrahlte Platte wieder negativ auf, wobei immer bei einer mittleren Geschwindigkeit von 36 000 Volt die Ladung ihr Maximum erreicht.

In Tabelle Ib haben wir den umgekehrten Fall. Bei —10 Volt erhält die geerdete Platte 2 eine positive Ladung; es dürften also die ausgelösten Sekundärstrahlen eine Geschwindigkeit von etwas mehr als 10 Volt besitzen. Aus den Werten für —220 Volt ergibt sich eine scheinbar größere Wirkung von n als $n + p$, was aber wohl daher rührt, daß die sekundär ausgelösten Elektronen teilweise sich sofort mit der positiven Ladung des Kanalstrahles vereinigen. Bei hohen positiven Ladungen treten große Werte auf, weil Kanalstrahlen nach Platte 2 reflektiert positive Ladungen und Elektronen abgeben. Die reflektierten Kanalstrahlen haben nach diesen Versuchen ein v von der Größenordnung zwischen 10 und 220 Volt.

Aus den weiteren Versuchen mit Seidenpapier als Isolator kann man deutlich erkennen, daß bezüglich der Wirkung der Metalle und Isolatoren bei der Sekundärstrahlung ein großer Unterschied besteht, und daß also eine Gas- oder Wasserhaut nur sehr wenig für die Ionisierung in Betracht kommt; denn eine solche müßte an Papier mindestens ebenso dick sein wie an Metall. Letztere vermögen nach unsern Ver-

suchen bei Bestrahlung durch Kanalstrahlen nur schwach, Elektronen frei zu machen.

Zusammenfassung.

Im theoretischen Teil wurde zunächst der Zusammenstoß eines fliegenden Elektrons mit einem ruhenden positiven Ion behandelt. Der Rekombinationskoeffizient ist durch einen Reduktionsfaktor A charakterisiert, der gerade für die bei Kanalstrahlen in Betracht kommenden Geschwindigkeiten sehr wesentlich ist.

Ferner wurde eine numerische Berechnung über die Zahl der bei Sekundärstrahlung eventuell frei werdenden Elektronen für senkrechte und schräge Inzidenz der Kanalstrahlen angestellt.

Der letzte theoretische Abschnitt enthält die Theorie einer Hohlzylinderkapillare, die für meine Versuche einer Vollzylinderkapillare vorzuziehen ist.

Die Experimente ergaben folgende Resultate:

Für die Ausbreitung der positiven wie neutralen Kanalstrahlen im Strahlenbündel gilt wenigstens bis zu $1 \cdot 10^{-2}$ mm Hg das Quadratgesetz.

Ferner wurde das Durchmesserverhältnis $D(p) : D(n)$ der positiven zu neutralen Strahlen bestimmt, das ermöglicht, die von J. Kutschewski gefundenen Werte w für das volle Intensitätsverhältnis $p : n$ umzurechnen.

Die Absorptionsmessungen bedingen eine angenäherte proportionale Abhängigkeit des nach W. Wien berechneten Absorptionskoeffizienten vom Drucke für H in H_2 von $1 \cdot 10^{-2}$ mm Hg an und eine geringe Abhängigkeit vom Entladungspotential.

Nach den Messungen für Ionisation ist der Sättigungsstrom bei 220 Volt noch nicht völlig erreicht, ebenso ist keine Abhängigkeit der Ionisation proportional dem

Druck vorhanden, aber hingegen wächst die Ionisation stark mit dem Entladungspotential.

Die Sekundärstrahlungsmessungen haben namentlich den Unterschied zwischen Metallen und Isolatoren gezeigt. Isolatoren vermögen keine Elektronen abzugeben. Die an Metallen ausgelösten Elektronen besitzen teilweise eine etwas größere Geschwindigkeit als 10 Volt.

Die vorliegende Arbeit wurde im Mathematisch-physikalischen Institut der Universität Freiburg i. Br. ausgeführt.

Es sei mir an dieser Stelle gestattet, Herrn Professor Dr. J. Koenigsberger, auf dessen Anregung hin diese Arbeit ausgeführt wurde, für das freundliche Interesse und die Förderung, die er den Ausführungen zuteil werden ließ, meinen herzlichsten Dank auszusprechen.

Inhalt.

Seite

Einleitung 1

§ 1. Theorie der Zusammenstöße der positiven Kanalstrahlionen mit Elektronen 5
§ 2. Theoretische Betrachtungen über Sekundärstrahlung 11
§ 3. Zur Theorie der Hohlzylinderkapillare 13

Beobachtungen 16

§ 4. Allgemeine Versuchsanordnung 16
§ 5. Ausbreitung der Kanalstrahlen 19
§ 6. Durchmesserverhältnis der positiven zu den neutralen Kanalstrahlen, $\mathfrak{D}(p) : \mathfrak{D}(n)$ 23
§ 7. Zahlverminderung oder Absorption der Kanalstrahlen 26
§ 8. Ionisation 33
§ 9. Sekundärstrahlung 41

Zusammenfassung 47